

## 高周波電界による大振幅イオン音波の非線形減衰

藤 山 寛\*・高 井 和 成\*\*  
服 部 修\*\*・南 部 充 宏\*\*\*

## Nonlinear Damping of Large Amplitude Ion Acoustic Wave caused by High Frequency Electric Field

by

Hirosh FUJIYAMA\* Kazunari TAKAI\*\*  
Osamu HATTORI\*\* and Mitsuhiro NAMBU\*\*\*

It was studied the propagation characteristics of large amplitude ion acoustic wave under the high frequency electric field by double plasma machine.

Nonlinear damping process of the ion acoustic wave was observed and the results was compared with the ponderomotive force theory. The observed anomalous damping rate cannot be explained by the ponderomotive force and the possibility of new nonlinear mechanisms are suggested.

## 1. はじめに

核融合プラズマの追加熱に種々の高周波波動(RF波)を利用するRF加熱が有効であることが示される一方で、トカマク型装置の定常運転を目的としたRF電流駆動のアイデアも実証され、大型装置でRFパワーの高出力化が精力的に行われている。しかしながら、加熱や電流駆動に有効なRF波が、プラズマの閉じ込めを悪化させるという実験データが相ついで報告されるに至って、その原因となる物理的機構の解明が重要になってきている。

RFによるプラズマ閉じ込めの悪化は、粒子損失の観点からは微視的(運動論的)および巨視的(電磁流体的)不安定性の成長に起因すると考えられている。

1) 2) また、エネルギー損失の観点からは上記の不安定性による高エネルギー荷電粒子生成とこの粒子群に伴う不純物の増加ならびに輻射損失の増大が原因と見られている。<sup>3)</sup>

これらの粒子およびエネルギー損失の両方に共通していることは、これらが高周波モードと低周波モードの共存するプラズマ中で起こることである。従って、この問題は種々の静電的・電磁的波動が共存

する天体プラズマにも関連した重要性を持っている。

簡単のため Maxwell 分布をしているプラズマ中に電子プラズマ波とイオン音波が共存する場合を考える。このとき、両モードの振幅が増大するとお互いの分散関係は他の波の電界により修正を受け、Ponderomotive 力、<sup>4)</sup> パラメトリック効果<sup>5)</sup> および非線形散逸力(プラズマメーザー効果)<sup>6)</sup>などの非線形現象により、両モード間にエネルギーのやりとりが始まる。

本研究は上記の問題を解明するために、文部省宇宙科学研究所において行われ、非線形イオン音波と高周波電界の相互作用について実験的に検討したものである。本報告では高周波電界によって非線形イオン音波が安定化されることを示し、この安定化が線形イオン音波の安定化の原因とされる Ponderomotive 力では説明できないことを示す。又、プラズマメーザーとの関連についても考察する。

## 2. 実験装置および方法

Fig. 1に実験装置の概略図を示す。直径1 mφ、長さ1.5 mの真空チェンバー内には電気的に絶縁され、永久磁石で囲まれた2つの円筒型容器(ダブルプラズマ

昭和61年4月30日受理

\*電気工学科 (Department of Electrical Engineering)

\*\*電気工学専攻 (Graduate Student, Electrical Engineering)

\*\*\*九州大学教養部 (College of General Education, Kyushu University)

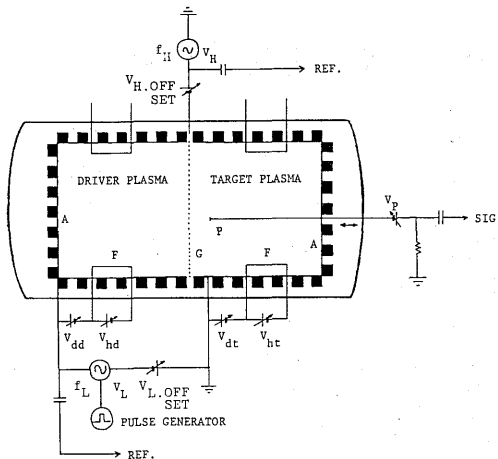


Fig. 1 Experimental setup.

装置 (DP 装置) ; ドライバー部直径 78.0 cm $\phi$ , 長さ 63.0 cm, ターゲット部直径 78.0 cm $\phi$ , 長さ 56.8 cm) が設置されており, その容器内でタングステンフィラメント F と内壁との間の放電によりプラズマを生成する。このとき, 試料ガスとしてアルゴンを使用し, チェンバー内の圧力を  $2 \times 10^{-4}$  Torr に保つ。2 つの容器は負にバイアスされているメッシュグリッド G によって仕切られており, そこで電子ははね返され同時にイオンは通り抜けるため容易に 2 つのプラズマにポテンシャルの差を生じさせることができる。本実験ではこのポテンシャルの差を低周波電界 (周波数  $0.1 < f/f_{pi} < 0.6$ , ここで  $f_{pi}$  はイオンプラズマ周波数) によって変調し, 大振幅イオン音波を励起させる一方, グリッドに高周波電圧を印加しその振幅  $V_H$  ( $V_H \leq 0.5$  V) および周波数  $f_H$  ( $0.3 \leq f_H/f_{pe} \leq 1.4$ , ここで  $f_{pe}$  は電子プラズマ周波数) を変化させることにより高周波によるイオン音波への影響を調べた。なお, 測定には軸方向に駆動する直径 6.2 mm $\phi$  の円板プローブを使用し, そこに負のバイアスを印加してイオンの密度変動を信号として検出した。このときイオン音波の空間的減衰の様子をロックインアンプあるいはダブルバランスドミキサを用いた干渉法により測定し, その結果を X-Y レコーダに出力した。そのときの測定回路の概略図を Fig. 2 に示す。ここでロックインアンプの周波数特性は最高 150 KHz であり, ミキサのそれは 150 MHz である。このときミキサには高周波と低周波の両方の信号が入力され, 得られる干渉波形は両者の混合されたものとなる。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 イオン音波の非線形分散

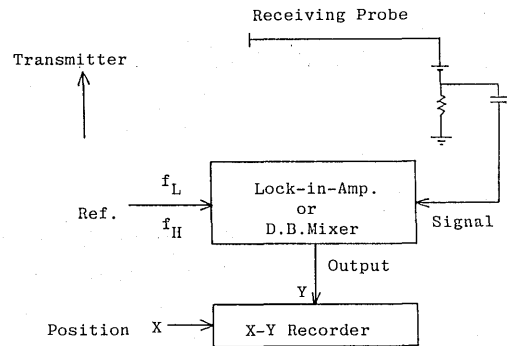
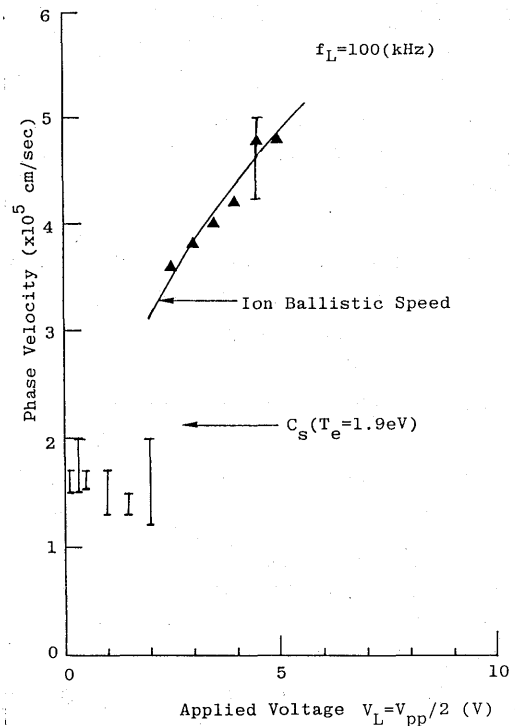


Fig. 2 Measuring apparatus for interference method.

DP 装置で大振幅イオン音波を励起し, 同時にグリッドに  $0.3 \leq f_H/f_{pe} \leq 1.4$  の高周波電圧を印加して干渉法によりイオン音波の空間的減衰を調べた。このときイオン波励起周波数  $f_L = 100$  KHz を与え, 伝搬波形のグリッドに最も近い 1 周期に対応する波数  $k$  から求められた位相速度  $v_p = \omega_L/k$  とイオン波励起電圧  $V_L$  との関係を示したのが Fig. 3 である。これから  $V_L$  が 2 V を越えるとバリスティックモードが, 1 V 以下ではイオン音波が励起され, その間で両者が混在していることがわかる。さらに  $V_L = 1$  V のとき, その伝搬波形はグリッド近傍においてバリスティック的振舞を示すがすぐに音波となって大振幅波の特徴である振幅振動を始

Fig. 3  $v_p - V_L$  characteristic of ion wave.

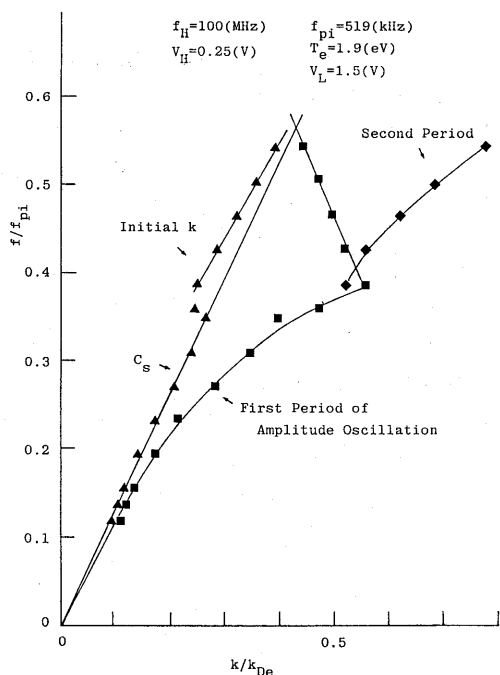


Fig. 4 Nonlinear dispersion of ion acoustic wave.

める。すなわちこの波形は2つの波数の異なる波の和で表される。

Fig. 4に示しているのはターゲットプラズマの密度  $n_e \approx 2.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度  $T_e \approx 1.9 \text{ eV}$  で  $T_e/T_i \approx 15$  の場合に高周波 ( $f_H/f_{pe} \approx 0.7$ ,  $V_H = 0.25 \text{ V}$ ) 印加状態でのイオン波の分散関係 (非線形分散) である。 $f_L$  を大きくしていくとすぐに位相シフト (波数  $k$  のシフト) が現われるが、このとき同時に減衰率も大きくなっている。Fig. 5は  $f_L$  を変化した場合のイオン波の減衰率  $k_i/k_r$  を示す。ここで得られた実験値は線形イオン音波の理論値と比べ1オーダーも高い減衰率を示し、さらに  $f/f_{pi} \approx 0.35$  で極大値を持つ。つまりこれは  $f/f_{pi} \approx 0.35$  で位相速度が最大となる (Fig. 4のInitial  $k$  の変化) ことと対応している。なお、このときの線形イオン音波の分散関係式は次式より与えられる。

$$k_i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \omega_{pi} \sqrt{\frac{m_i}{\kappa T_e} \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{1 + k_r^2 k_D^2} + 3 \right) \right\} \quad (1)$$

ここで  $k_r$  と  $k_i$  はそれぞれ波数の実部および虚部、また  $m_i$ ,  $\kappa$ ,  $T_i$ ,  $k_D$  はそれぞれイオンの質量, ボルツマン定数, イオン温度, デバイ波数である。

### 3.2 高周波電界による大振幅イオン音波の減衰

大振幅の非線形イオン音波の高周波電界による変化

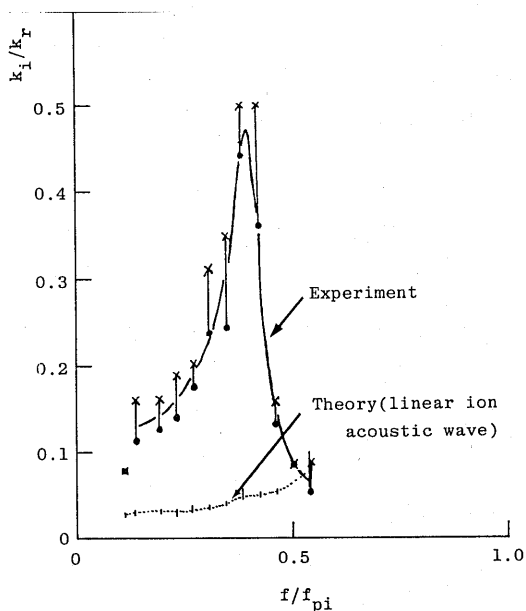


Fig. 5 Spatial damping rate of nonlinear ion acoustic wave.

を調べるため、種々の高周波の周波数についてイオン音波の伝搬波形を観測した。また、この伝搬波形より波数の実部  $k_r$  と虚部  $k_i$  を図式的に求めて、波の位相速度と空間的減衰率を得た。

Fig. 1 のDP装置のドライバープラズマに周波数  $f_L = 100 \text{ kHz}$ 、励起電圧  $V_L = 1.5 \text{ V}$  のポテンシャル変動を加えることにより、イオン音波が励起される。ドライ

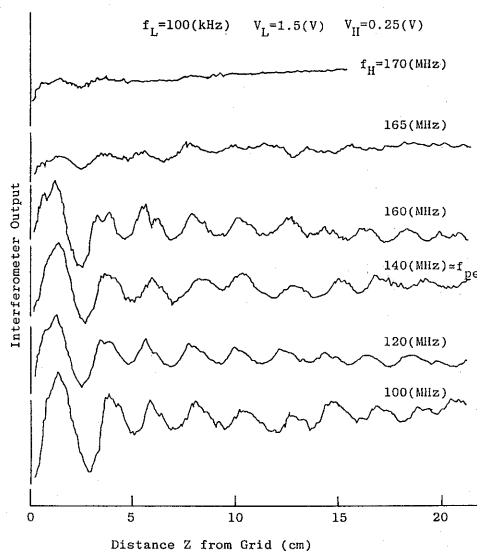


Fig. 6 Interferometer output for the axial distance as a parameter of applied frequency.

バーとターゲットプラズマの境界に位置するグリッドに電子プラズマ周波数 ( $f_{pe} \approx 140 \text{ MHz}$ ) の近傍の高周波電圧 ( $V_H = 0.25 \text{ V}$ ) を加えて、イオン音波の空間的伝搬波形の変化を調べた結果を Fig. 6 に示す。

高周波の周波数  $f_H$  が  $f_{pe}$  より大きい場合にイオン音波が励起されにくいことがわかる。Fig. 6 の干渉波形の振幅を対数で縦軸にとり、グリッドからの距離を 1 波長を 1 目盛として横軸に示したものが Fig. 7 である。 $f_H$  が高くなるにつれて、大振幅波特有の振幅振動の最初の谷の位置がグリッド近傍へ移行している。この谷の部分では波長が短くなり、非線形効果による波の位相シフト (Phase shift) が起こっている。また、振幅振動の周期 (波数) は  $f_H$  にほぼ比例して増加することも明らかとなった。この傾向は波の振幅が増加する際に起こる結果<sup>7)</sup> とよく似ているが、本実験では高周波を加えると振幅が逆に低下する傾向にあるので、別の効果と思われる。

Fig. 8 に  $f_H$  を変化させた場合のイオン音波の波数  $k_i/k_{De}$  と減衰率  $k_i/k_r$  の変化を示す。図中に矢印で高周波電界を加えない場合の波数と減衰率も示した。この図より、高周波を加えた場合に生ずる位相シフト (この場合波数シフト) に伴って位相速度が減少し、同時に減衰率が増加することがわかる。 $f_H/f_{pe} \approx 0.8$  で減衰率が最大 ( $V_H = 0$  の場合の約 5 倍) となり、 $f_H/f_{pe} \geq 1.2$  ではもはや波は伝搬できなくなっている。

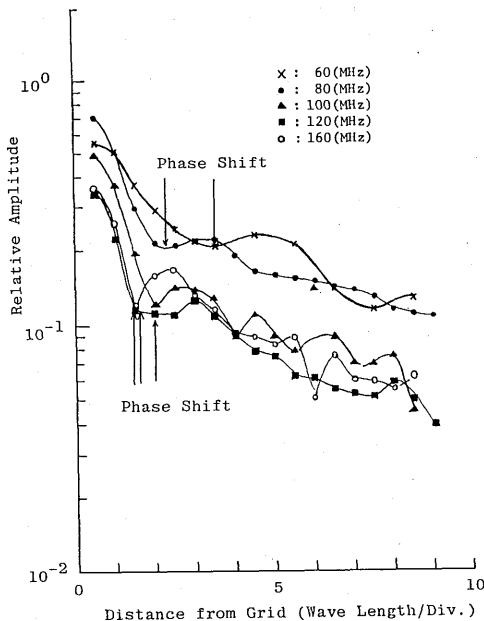


Fig. 7 Variety of amplitude oscillation of ion acoustic wave by applied frequency.

### 3.3 考察

#### 3.3.1 Ponderomotive 力によるイオン音波の安定化

高周波電界がイオン音波の分散関係に影響を与える非線形効果として 1) Ponderomotive 力 2) Parametric 効果 3) プラズマメーザー効果などの諸機構が理論的に示されている。このうち、2) のパラメトリック効果については本質的に高周波から低周波への崩壊型不安定性であり、3) のプラズマメーザー効果との結合を考慮しない場合にはイオン音波の安定化には寄与しないと考えられる。ここでは、単一粒子に対する Ponderomotive 力の理論<sup>4)</sup> を用いて実験結果を説明できるかどうかを考察する。

Drift・Maxwell 分布

$$f_0^\alpha = n_0 \left( \frac{m_\alpha}{2\pi T_\alpha} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{m_\alpha (v - v_{d\alpha})^2}{2T_\alpha} \right\} \quad (2)$$

をしているプラズマ中に、外部より一様な高周波電界  $E_0(t) = E_0 \cos \Omega t$  (3)

を印加した場合のイオン音波 ( $k, \omega$ ) の分散関係式は

$$1 - \epsilon_i + \epsilon_e + \frac{a_e^2}{2} \varphi(\Omega) \epsilon_i \epsilon_e = 0 \quad (4)$$

ここで

$$a_e = +keE_0 / (m_e \Omega^2) \quad (5)$$

$$\epsilon_e = -\frac{k_{De}^2}{k^2} - i\sqrt{\pi} \frac{k_{De}^2}{k^2} \frac{\omega - kv_{de}}{\sqrt{2} kv_{Te}} \quad (6)$$

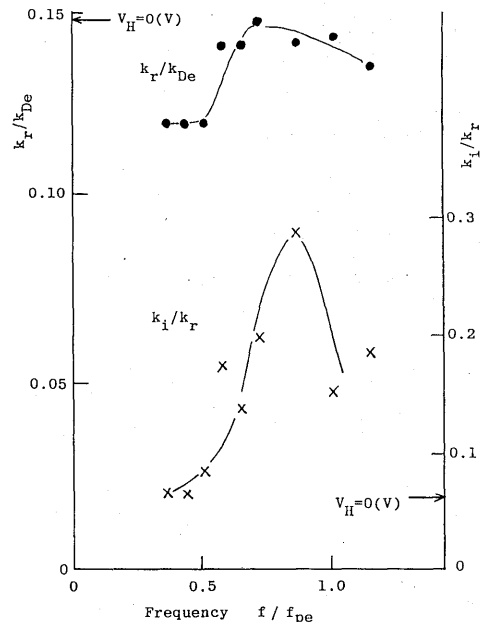


Fig. 8 Variety of real and imaginary wave number by applied frequency.

$$\varepsilon_i = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - i\sqrt{\pi} \frac{k_{Di}^2}{k^2} \frac{\omega/k}{\sqrt{2} v_{Ti}} \exp\left(-\frac{\omega^2 m_i}{2\kappa^2 T_i}\right) + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \frac{3k^2 v_{Ti}^2}{\omega^2} \quad (7)$$

$$\varphi(\Omega) = \frac{\Omega^2 - \kappa^2 T_e/m_e}{\Omega^2 - \omega_{pe}^2 - \kappa^2 T_e/m_e} \quad (8)$$

で与えられる。ここで  $f_0^\alpha$  は  $\alpha$  (電子  $e$  とイオン  $i$ ) 粒子の分布関数,  $n_0$  は密度,  $v_{d\alpha}$  はドリフト速度である。また  $\varepsilon_\alpha$  は  $\alpha$  粒子の誘電率を表す。これより, 高周波電界によるイオン音波の波長  $\lambda$  の変化  $\Delta\lambda$  は

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\varphi(\Omega)}{4} \left( \frac{k_{De} a_e}{k} \right)^2 \frac{1 + (k/k_{De})^2}{1 + 3 (T_i/T_e) \{1 + (k/k_{De})^2\}^2} \quad (9)$$

となる。また, 分散関係の虚部より, イオン音波の成長率  $\omega_i$  は

$$\begin{aligned} \frac{\omega_i}{\omega_{pi}} &= \sqrt{\pi} \frac{k^3}{\omega_{pi}^3} \left( \frac{T_e + 3T_i}{m_i} \right)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{1}{4} a_e^2 \varphi(\Omega) \frac{k_{De}^2}{k^2} \right\} \\ &\times \left[ \frac{k_{De}^2 v_{de}}{k^2 \sqrt{2} v_{Te}} - \frac{k_{Di}^2}{\sqrt{2} k^2 v_{Ti}} \left( \frac{T_e + 3T_i}{m_i} \right)^{1/2} \right. \\ &\times \left\{ 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{T_e}{T_i} + 2 \right) a_e^2 \varphi(\Omega) \frac{k_{De}^2}{k^2} \right\} \\ &\times \exp\left(-\frac{T_e}{2T_i} - \frac{3}{2}\right) \left. \right] \quad (10) \end{aligned}$$

となる。空間的成長率  $k_i$  は  $k_i = \omega_i/v_g = \omega_i/c_s$  を用いて (10) 式を書き直すと

$$\begin{aligned} \frac{k_i}{k_r} &= \sqrt{\pi} \frac{k_r^2 c_s^2}{\omega_{pi}^2} \left\{ 1 + \frac{1}{4} a_e^2 \varphi(\Omega) - \frac{1}{(k_r/k_{De})^2} \right\} \\ &\times \left[ \frac{1}{(k_r/k_{De})^2} \frac{v_{de}}{\sqrt{2} v_{Te}} - \frac{c_s (T_i/T_e)}{\sqrt{2} (k_r/k_{De})^2 v_{Ti}} \right. \\ &\times \left\{ 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{T_e}{T_i} + 2 \right) a_e^2 \varphi(\Omega) \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1}{(k_r/k_{De})^2} \right\} \cdot \exp\left(-\frac{T_e}{2T_i} - \frac{3}{2}\right) \right] \quad (11) \end{aligned}$$

Table. 1 Various values calculated by ponderomotive theory

$f_H$	$\Omega/\omega_{pe}$	$v_p/c_s$	$\Delta\lambda/\lambda$ (%)	$k_i/k_r$	$\varphi(\Omega)$
50MHz	0.357	0.986	-0.97	$-1.05 \times 10^{-3}$	-0.115
100MHz	0.714	0.997	-0.51	$-9.70 \times 10^{-4}$	-0.980
140MHz	1.000	0.998	-7.20	$-1.71 \times 10^{-3}$	-52.8
160MHz	1.143	0.999	+0.35	$-8.65 \times 10^{-4}$	+4.42

となる。本実験ではグリッドに高周波電圧を加えているので, デバイ長程度まで電界がしみ出していると考えられ, このとき  $V_H = 0.25$  V を用いて,  $E_0 \approx 1.84$  V/cm と評価できる。この値と本実験での各種パラメータを用いて Table. 1 の計算値が求められる。

$\varphi(\Omega) < 0$  のとき高周波によるイオン音波の安定化が起こる。<sup>4)</sup> その物理的機構はイオン音波の位相速度低下に伴うイオンランダウ減衰効果の増大と理解される。しかしながら, 本実験の場合, 理論的に得られた減衰率  $-k_i/k_r$  は  $10^{-3}$  のオーダーであり, 実験値に比べて2桁も小さい。これは Ponderomotive 力が効果的になるにはかなり強い高周波電界を必要とすることを意味している。本実験ではイオン音波の振幅に比べて小さな高周波電界を印加しているだけであるので, Ponderomotive 力によるイオン音波の安定化は無視できることが結論づけられる。

### 3.3.2 非線形散逸力 (プラズマメーザー効果) によるイオン音波の安定化

$f_H/f_{pe} > 1$  でイオン音波が安定化され, 又,  $f_H$  の増加に伴って非線形イオン音波の振幅振動の次数が大きくなる本実験結果を説明するために, 最近指摘されたプラズマメーザー効果について考察する。

南部らが指摘したプラズマメーザー効果は, 低周波波動に共鳴する電子に起因した高周波散逸力で高周波波動が成長する効果である。<sup>6)</sup> 結果として低周波波動が安定化されるので, 核融合プラズマの閉じ込めや宇宙空間プラズマの AKR 輻射機構として興味を持たれている。南部によれば, 非磁化プラズマ中のプラズマメーザーによるイオン音波の減衰率は

$$\frac{k_i}{k_r} = \left( \frac{k_{De}}{k_r} \right)^2 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} W_h \quad (12)$$

と与えられる。ここで  $W_h = E_0^2/4\pi n T_e$  は高周波波動のエネルギーである。

$k_r/k_{De} = 0.126$ ,  $W_h = 4 \times 10^{-3}$  とすると

$$k_i/k_r \approx 10^{-3}$$

となり,  $W_h$  を  $W_L$  の値にとったとしても

$$k_i/k_r \approx 10^{-2}$$

となり, 実験値より1~2オーダー小さい。本実験では, 高周波のエネルギー  $W_h$  を直接測定していないので, これらの評価には誤差が含まれるが, 非磁化プラズマ中ではプラズマメーザー効果は小さいと思われる。

#### 4. おわりに

ダブルプラズマ装置を用いて高周波電界下の大振幅イオン音波の伝搬特性を調べ、異常に大きな非線形減衰を観測した。この空間的減衰率は Ponderomotive 力や非線形散逸力の理論で予想される値より 1～2 桁大きく、振幅振動とも関連していることがわかった。

今後は、グリッド近傍の局所的な不均一高周波電界を考慮した理論的検討を加えるとともに、高周波電界により励起される高周波波動との関連について検討していく予定である。

最後に、実験に際しお世話になった宇宙科学研究所の中村助教授と実験を手伝っていただいた院生藤村幸夫氏（現九州電力）に謝意を表する。

#### 参考文献

- 1) H. Fujiyama et al; Jpn. J. Appl. Phys., 20, 1715 (1981)
- 2) R. McWilliams et al; Phys. Rev. Lett., 50, 836 (1983)
- 3) I. H. Hutchinson and S. E. Kissel; Phys. Fluids., 26, 310 (1983)
- 4) S. Takamura et al; J. Phys. Soc. Jpn., 31, 925 (1971)
- 5) Yu. M. Aliev and V. P. Silin; Soviet Physics-JETP., 21 601 (1965)
- 6) M. Nambu; J. Phys. Soc. Jpn., 53 1594 (1984)
- 7) N. Sato et al; Phys. Rev. Lett., 20 837 (1968)